

# Génération d'états impuls ionnels intriqués en quadratures

## Sommaire

---

<b>10.1 Retour sur l'intrication avec des variables continues</b>	<b>194</b>
10.1.1 Production de l'intrication	195
10.1.2 Caractérisation de l'intrication	197
10.1.3 Quantification de l'intrication	199
<b>10.2 Amplification paramétrique classique en configuration non-dégénérée</b>	<b>200</b>
10.2.1 Mise en œuvre expérimentale	200
10.2.2 Mesure du gain paramétrique classique	202
<b>10.3 Caractérisation expérimentale d'états impuls ionnels intriqués</b>	<b>202</b>
10.3.1 Dispositif de caractérisation de l'intrication	202
10.3.2 Montage optique détaillé	205
10.3.3 Mesures homodynes impuls ionnelles	206
10.3.4 Caractérisation et quantification de l'intrication	207
10.3.5 Caractérisation de la matrice de covariance	207
<b>10.4 Conclusion</b>	<b>209</b>

---

Dans leur célèbre article publié en 1935 [132], Einstein Podolsky et Rosen (EPR) considèrent un état quantique composé de deux modes définis respectivement par leurs opérateurs  $(X_A, P_A)$  et  $(X_B, P_B)$ . Si chacun de ces couples obéit à la relation de commutation  $[X_j, P_j] = 2iN_0$ , le commutateur  $[X_A - X_B, P_A + P_B]$  est quant à lui nul. Cela autorise d'après la relation d'Heisenberg l'existence d'états à deux modes dont les opérateurs  $X_A$  et  $X_B$  sont parfaitement corrélés alors que les opérateurs  $P_A$  et  $P_B$  sont parfaitement anti-corrélés. De tels états sont appelés des états intriqués ou états EPR. Pour ces états particuliers, Einstein et ses collaborateurs imaginent l'expérience de pensée suivante : l'observable  $X$  est mesurée pour le mode  $A$ , ce qui permet aussitôt de déduire avec certitude la valeur physique d'une mesure  $X_B = X_A$  de l'autre mode. Selon l'interprétation EPR, si  $A$  peut prédire le résultat à distance d'une mesure en  $B$ , alors un "élément de réalité" [132] doit être associé à la quantité  $X_B$ . Inversement, l'observable  $P$  peut également être précisément mesurée en  $A$ . Ceci fournit simultanément la valeur  $P_B = -P_A$  pour une mesure sur le mode  $B$ , qui est à relier selon EPR à un autre "élément de réalité"

caractérisant  $P_B$ . Sans interagir avec le mode  $B$ , il est ainsi possible de déterminer les deux “éléments de réalité” distincts caractérisant parfaitement  $X_B$  et  $P_B$ . Or ceci est en contradiction directe avec le principe d’incertitude d’Heisenberg et la non-commutation des observables. Ce raisonnement constitue ce qui est désormais connu sous le nom de *paradoxe EPR*.

Selon Einstein, Podolsky et Rosen, l’existence d’états intriqués et l’expérience de pensée ci-dessus mettent en question la mécanique quantique en tant que théorie *complète* de description des phénomènes physiques. Le point clé de leur raisonnement est qu’ils conçoivent les phénomènes physiques dans une hypothèse réaliste et locale, c’est-à-dire que les mesures faites à un endroit ne peuvent influencer les résultats en un autre endroit, et que les propriétés physiques possèdent des valeurs indépendamment de l’observation. Cette publication a depuis suscité de nombreux et fructueux débats, des échanges avec Niels Bohr aux tests expérimentaux des inégalités de Bell, qui seront abordés au chapitre 11.

Si cette interrogation est d’une importance capitale pour la compréhension des fondements de la physique quantique, une autre lecture de l’article EPR [132] offre une application tout aussi essentielle pour l’information quantique : l’exploitation des corrélations quantiques d’états intriqués. L’aspect important des états EPR est qu’ils peuvent offrir des corrélations plus fortes qu’aucun système classique. L’intrication a depuis été reconnue comme une *ressource* physique essentielle pour effectuer des tâches nouvelles de traitement de l’information quantique ou pour améliorer l’efficacité de certains autres protocoles [141, 1, 3]. Parmi ces applications pour les variables continues, on peut donner quelques références pour la téléportation quantique [158, 146, 150], le codage dense [162, 153], certains protocoles spécifiques de cryptographie quantique [62, 63, 64, 67, 69, 70], les répéteurs quantiques [160, 127] ou le calcul quantique [161, 3].

Dans le domaine spécifique des recherches entreprises lors de ce travail de thèse, le rôle de l’intrication quantique dans les protocoles de cryptographie avec des états cohérents a été discuté au chapitre 6, où il est démontré que nos protocoles à états cohérents exploitent une intrication quantique “virtuelle” pour garantir la sécurité du transfert. Nous avons de plus introduit un protocole spécifique exploitant des états EPR qui dans certaines conditions peut s’avérer plus avantageux et plus robuste que les protocoles à états cohérents. Par ailleurs, comme nous l’avons souligné dans l’introduction du chapitre 9, l’utilisation réelle de l’intrication est une condition indispensable pour mettre en œuvre des procédures de distillation quantique afin d’améliorer la portée des protocoles actuels de cryptographie quantique. Il est donc très intéressant de poursuivre notre développement de ressources de base pour le traitement de l’information quantique avec des variables continues en y adjoignant un dispositif de production d’états EPR [157].

Forts de nos expériences dans la génération d’états comprimés et d’états non-gaussiens monomodes (chapitres 7 et 9), nous reprenons le montage expérimental pour produire des faisceaux intriqués en quadratures à partir de l’amplification paramétrique non dégénérée d’impulsions femtosecondes. Comme pour toute ressource, une caractérisation de l’intrication expérimentale est nécessaire pour pouvoir exploiter tout son potentiel. Après une brève description de la manipulation de l’intrication en quadratures à la section 10.1, le dispositif d’amplification paramétrique classique non dégénérée est décrit lors de la section 10.2, avant d’aborder la caractérisation expérimentale d’états impulsionsnels intriqués (section 10.3).

## 10.1 Retour sur l’intrication avec des variables continues

Quelques précisions sont apportées sur l’intrication quantique entre les composantes de quadrature d’un état EPR à deux modes, en s’appuyant sur trois aspects : production, caractérisation et quantification.

### 10.1.1 Production de l'intrication

Plusieurs techniques différentes ont été développées au cours de ces dernières années pour produire des faisceaux intriqués en quadratures. Parmi les expériences ayant été menées, deux classes particulières émergent : l'amplification paramétrique non-dégénérée et le couplage sur une lame semi-réfléchissante de deux vides comprimés déphasés de  $\pi/2$ . L'amplification paramétrique a été utilisée pour la première expérience de production de faisceaux EPR en 1992 [143, 144]. Le couplage de deux vides comprimés a constitué la source nécessaire d'intrication pour la première réalisation de la téléportation quantique avec des variables continues en 1998 [146].

Si ces deux techniques de production d'états EPR sont théoriquement équivalentes et fournissent la même intrication pour des couplages non-linéaires identiques, elles ont été développées séparément suivant les types de cristaux et de configurations employés. L'amplification non-dégénérée utilise des effets non-linéaires du second ordre (processus  $\chi^{(2)}$ ), généralement dans un cristal de KTP en accord de phase de type II placé en cavité optique, formant ainsi un oscillateur paramétrique optique (OPO) [143, 144, 147, 149, 154, 155]. Suivant une autre approche, la combinaison de deux vides comprimés déphasés permet d'utiliser l'ensemble des techniques de production des états comprimés : oscillation paramétrique dégénérée [150, 151, 152, 153], effet Kerr dans des fibres optiques [148, 199]. . . Pour ces différentes expériences, les corrélations en quadratures mesurées sont typiquement de l'ordre de 4 dB en dessous du niveau de bruit quantique standard, mais la possibilité d'utiliser des sources d'états fortement comprimés permet d'atteindre des corrélations de plus de 7 dB [115]. Citons enfin la possibilité de produire des faisceaux intriqués en quadrature par l'interaction entre un champ cohérent et un nuage froid d'atomes de Cesium placés dans une cavité de forte finesse [200, 201].

La quasi-totalité des références citées ci-dessus utilise des cavités optiques pour exalter les interactions non-linéaires et produire des effets quantiques intenses. L'inconvénient de cette technique est qu'elle implique de fait l'usage de faisceaux continus, qui ne permettent pas des échanges simples de symboles temporels pour des protocoles de communication. A notre connaissance, seules les références [148, 199] ont mis en œuvre une source impulsionnelle d'états intriqués avec des variables continues en utilisant l'effet Kerr dans des fibres optiques. Une autre constatation intéressante est que si l'amplification paramétrique non-dégénérée en simple passage est une méthode bien connue pour produire des états EPR [13, 14], cette technique n'a pas encore été présentée expérimentalement dans le cadre spécifique des variables continues, notamment du fait des faibles effets non-linéaires généralement disponibles.

Dans ce contexte, nous nous proposons d'exploiter les possibilités de notre montage d'optique non-linéaire impulsionnelle présenté au chapitre 7 : forte puissance crête des impulsions, coefficient non-linéaire élevé du  $\text{KNbO}_3$ , large plage d'accord de phase et résolution temporelle de la détection homodyne impulsionnelle. Plutôt que de dupliquer les optiques pour générer deux vides comprimés, nous choisissons d'utiliser un seul cristal de niobate de potassium dans une configuration spatialement non-dégénérée pour obtenir la génération d'états EPR. Cette disposition offre trois avantages particuliers [157] :

- *Une production simple d'intrication* : les faisceaux émergeant du cristal sont directement intriqués sans aucune autre action supplémentaire (ce qui n'est pas le cas de la combinaison de deux vides comprimés dont la phase relative doit être correctement contrôlée).
- *Des effets non-linéaires intenses* grâce au cristal de  $\text{KNbO}_3$  permettant comme nous allons le voir par la suite des corrélations de l'ordre de 3 dB.
- *Une structure impulsionnelle complète* de la source à la détection homodyne, fournissant l'ensemble des éléments pour des protocoles de communication quantique avec des états

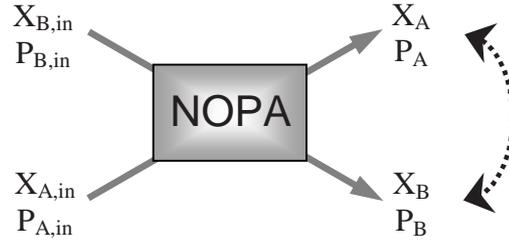


Figure 10.1: Notations employées pour décrire les modes entrant et sortant d'un amplificateur paramétrique en configuration non-dégénérée.

EPR. En particulier, l'analyse des transferts d'information au sens de Shannon est alors simple et claire [73, 70].

Avant d'aborder d'autres points sur la manipulation de l'intrication avec des variables continues, nous présentons d'abord quelques rappels et notations sur la génération d'états intriqués. Un amplificateur paramétrique en configuration non-dégénérée réalise une amplification indépendante de la phase et a été présentée à la section 2.4.2. Les quadratures  $(X_A, P_A)$  et  $(X_B, P_B)$  des modes de sortie s'expriment en fonction des modes d'entrée  $(X_{A,in}, P_{A,in})$ ,  $(X_{B,in}, P_{B,in})$  [79, 13] :

$$X_A = \sqrt{G} X_{A,in} + \sqrt{G-1} X_{B,in} \quad (10.1a)$$

$$P_A = \sqrt{G} P_{A,in} - \sqrt{G-1} P_{B,in}$$

$$X_B = \sqrt{G} X_{B,in} + \sqrt{G-1} X_{A,in} \quad (10.1b)$$

$$P_B = \sqrt{G} P_{B,in} - \sqrt{G-1} P_{A,in}$$

où  $G = \cosh^2 r$  est le gain paramétrique, et  $r$  le facteur de compression, fonction de la non-linéarité effective du cristal et de la puissance de pompe (dans ces notations,  $\sqrt{G} = \cosh r$  et  $\sqrt{G-1} = \sinh r$ ). Il est à noter que l'on retrouve des formules similaires dans le cas de la combinaison de deux vides comprimés déphasés sur une lame semiréfléchissante, en définissant la variance comprimée  $s = e^{-2r}$ .

Par la suite, nous nous restreindrons au cas où les modes entrants sont indépendants et sont dans l'état vide. L'état à deux modes  $A$  et  $B$  alors généré par l'amplificateur est appelé *vide comprimé à deux modes*. Il est facile de montrer que les modes de sortie sont corrélés en exprimant leurs termes croisés ou les variances conditionnelles des mesures d'une quadrature connaissant l'autre :

$$\langle X_A X_B \rangle = -\langle P_A P_B \rangle = 2\sqrt{G(G-1)} N_0 = \sinh 2r N_0 \quad (10.2)$$

$$\langle (X_A - X_B)^2 \rangle = \langle (P_A + P_B)^2 \rangle = 2(\sqrt{G} - \sqrt{G-1})^2 N_0 = 2e^{-2r} N_0 \quad (10.3)$$

$$V_{X_B|X_A} = V_{P_B|P_A} = \frac{1}{2G-1} N_0 = \frac{1}{\cosh 2r} N_0 < N_0 \quad (10.4)$$

Pour des effets non-linéaires infinis  $r \rightarrow \infty$ , les corrélations entre quadratures deviennent parfaites (par exemple  $\langle (X_A - X_B)^2 \rangle \rightarrow 0$  et  $V_{X_B|X_A} \rightarrow 0$ ), ce qui réalise l'état initialement prévu par Einstein, Podolsky et Rosen [132].

L'état produit est un état gaussien dont les quadratures sont de valeurs moyennes nulles. Il peut alors être complètement représenté par sa matrice de covariance, définie à la section 2.2.3. D'après la référence [134], il est toujours possible par des opérations locales de se ramener à un choix de base où les quadratures en  $X$  et  $P$  sont découplées, comme par exemple la base  $(X_A, P_A, X_B, P_B)$  :

$$\gamma = \frac{1}{N_0} \begin{pmatrix} \langle X_A^2 \rangle & 0 & \frac{1}{2} \langle X_A X_B + X_B X_A \rangle & 0 \\ 0 & \langle P_A^2 \rangle & 0 & \frac{1}{2} \langle P_A P_B + P_B P_A \rangle \\ \frac{1}{2} \langle X_A X_B + X_B X_A \rangle & 0 & \langle X_B^2 \rangle & 0 \\ 0 & \frac{1}{2} \langle P_A P_B + P_B P_A \rangle & 0 & \langle P_B^2 \rangle \end{pmatrix} \quad (10.5)$$

Une caractérisation complète de l'état EPR ne nécessite donc que la mesure de 6 termes (4 si les modes sont symétriques) pour définir la matrice de covariance ci-dessus. Dans le cas d'un état pur, l'expression de la matrice  $\gamma$  est encore plus simple, et ne fait intervenir que le paramètre de compression  $r$  :

$$\gamma = \frac{1}{N_0} \begin{pmatrix} \cosh 2r & 0 & \sinh 2r & 0 \\ 0 & \cosh 2r & 0 & -\sinh 2r \\ \sinh 2r & 0 & \cosh 2r & 0 \\ 0 & -\sinh 2r & 0 & \cosh 2r \end{pmatrix} \quad (10.6)$$

Par ailleurs, il est également utile suivant les applications de connaître la décomposition sur la base de Fock d'un tel état pur :

$$|\Psi\rangle_{AB} = \sqrt{1 - \lambda^2} \sum_{n=0}^{\infty} \lambda^n |n\rangle_A |n\rangle_B \quad (10.7)$$

où  $\lambda = \tanh r$ . Les nombres de photons mesurés dans les modes  $A$  et  $B$  sont toujours égaux, ce qui est une conséquence du processus paramétrique non-dégénéré où l'annihilation d'un photon pompe produit exactement un photon dans le mode  $A$  et un photon dans le mode  $B$ .

Si la donnée de la matrice de covariance ou de la matrice densité indique des corrélations entre les quadratures, elle ne précise pas immédiatement si l'état est séparable ou non, ni quelle est la force de l'intrication. Différents paramètres sont alors introduits pour caractériser et quantifier l'intrication [141, 3].

### 10.1.2 Caractérisation de l'intrication

#### Critère de non-séparabilité de Duan-Simon

Dans le domaine des variables continues, Duan et Simon ont indépendamment formulé une condition suffisante pour qu'un état à deux modes  $A, B$  soit non-séparable [134, 135] :

$$\mathcal{I}_{DS} = \frac{1}{2} [\Delta^2(X_A - X_B) + \Delta^2(P_A + P_B)] < 2N_0 \quad (10.8)$$

où  $\Delta^2(\cdot)$  indique la variance de l'opérateur entre parenthèses. (Pour un état gaussien symétrique entre les modes  $A$  et  $B$ , la vérification de ce critère devient une condition nécessaire et suffisante de non-séparabilité).

Dans le cas de l'état EPR pur, le calcul de la quantité  $\mathcal{I}_{DS}$  fournit immédiatement  $\mathcal{I}_{DS} = 2e^{-2r} N_0$ , ce qui est inférieur à  $2N_0$  dès que  $r > 0$ . Ainsi tout état EPR généré par amplification

paramétrique parfaite est intriqué (non-séparable) indépendamment de la force de l'interaction non-linéaire. On peut de plus remarquer que la vérification du critère de Duan-Simon est d'autant meilleure que la compression  $r$  est grande, ce qui suggère d'utiliser également ce critère comme une quantification de l'intrication entre les modes. Cependant, nous verrons plus loin dans cette section qu'il existe d'autres manières pertinentes de quantifier l'intrication.

### Critère de Reid-EPR

Les corrélations dans le faisceau intriqué en quadratures ont conduit Einstein et ses collaborateurs à formuler le "paradoxe EPR". Dans le cas de ressources physiques limitées, la condition pour l'existence de corrélations EPR s'écrit sous la forme du critère de Reid-EPR en fonction des variances conditionnelles des quadratures [133] :

$$\mathcal{I}_{\text{EPR}} = V_{X_B|X_A} V_{P_B|P_A} < N_0^2 \quad (10.9)$$

Cette forme reprend la démonstration du "paradoxe EPR" et suggère une "pseudo"-violation de l'inégalité d'Heisenberg<sup>1</sup>. La vérification de ce critère est une condition suffisante (mais non nécessaire) pour que les modes en jeu soient non-séparables. De plus, il a été démontré que la présence de corrélations EPR satisfaisant (10.9) implique nécessairement la vérification du critère de non-séparabilité de Duan-Simon (10.8) [136]. La condition de Reid-EPR apparaît donc comme un critère plus strict d'intrication que celui de Duan-Simon. La présence de pertes souligne en particulier la différence entre ces deux derniers critères : alors que la condition de Duan-Simon peut être vérifiée pour des pertes arbitraires, la condition de Reid-EPR nécessite des pertes inférieures à 50% [152].

Pour l'état EPR introduit à la section précédente, on obtient  $\mathcal{I}_{\text{EPR}} = N_0^2 / \cosh^2 2r$ , ce qui est inférieur à  $N_0^2$  dès que  $r > 0$ . Ainsi tout état EPR généré par amplification paramétrique parfaite présente des corrélations au sens EPR et est nécessairement intriqué. Comme pour le critère de Duan-Simon, la vérification de la condition Reid-EPR est d'autant plus forte que la compression  $r$  est grande. Ainsi ce critère a lui aussi été utilisé comme expression de la qualité de l'intrication, depuis la première source expérimentale d'états intriqués en quadratures présentée par Ou et ses collaborateurs [143] avec  $\mathcal{I}_{\text{EPR}} = 0.70 N_0^2$ .

### Fidélité de téléportation quantique

A proprement parler, la fidélité d'un protocole de téléportation quantique à variables continues n'est pas un critère pour caractériser ou pour quantifier l'intrication de faisceaux EPR. Cependant, elle constitue le paramètre pertinent pour valider le succès d'une expérience de téléportation où la qualité de l'intrication disponible est fondamentale. Son interprétation physique étant relativement simple [83], la fidélité est ainsi une donnée intéressante pour qualifier une source de faisceaux intriqués.

La fidélité d'un processus de téléportation quantique est définie comme le recouvrement de l'état en sortie avec l'état en entrée. Pour un protocole de téléportation idéale d'un état cohérent, de gain égal à l'unité et exploitant l'intrication des faisceaux  $A$  et  $B$ , la fidélité s'exprime par [150, 71] :

$$\mathcal{F} = |\langle \psi_{in} | \hat{\rho}_{out} | \psi_{in} \rangle| = \frac{1}{\sqrt{\left(1 + \frac{\Delta^2(X_A - X_B)}{2N_0}\right) \left(1 + \frac{\Delta^2(P_A + P_B)}{2N_0}\right)}} \quad (10.10)$$

<sup>1</sup>La condition dans l'expression des variances conditionnelles dans (10.9) n'étant pas la même, le principe d'incertitude d'Heisenberg n'est pas mis en contradiction. On peut facilement vérifier par exemple que  $V_{X_B|X_A} V_{P_B|P_A} \geq N_0^2$  pour l'état EPR introduit à la section 10.1.1.

La limite  $\mathcal{F} = 1/2$  correspond au meilleur résultat qu'il est possible d'obtenir en utilisant l'optique classique. D'après [146], pour vérifier  $\mathcal{F} > 1/2$ , il faut nécessairement utiliser de l'intrication quantique. Le critère  $\mathcal{F} > 1/2$  apparaît alors comme une autre condition nécessaire pour que l'état de modes  $A, B$  soit non-séparable, ce qui se réécrit en :

$$\mathcal{I}_{\text{Fid}} = \frac{1}{\mathcal{F}} = \sqrt{\left(1 + \frac{\Delta^2(X_A - X_B)}{2N_0}\right) \left(1 + \frac{\Delta^2(P_A + P_B)}{2N_0}\right)} < 2 \quad (10.11)$$

Pour des états symétriques en  $X$  et  $P$ , on retrouve alors la condition de Duan-Simon. Dans le cas d'un vide comprimé à deux modes pur tel que défini à la section 10.1.1, on obtient  $\mathcal{F} = 1/(1+e^{-2r})$ , ce qui est supérieur à  $1/2$  dès que  $r > 0$  et atteste de l'intrication de l'état considéré.

Précisons enfin que pour garantir que l'état téléporté constitue la meilleure copie possible de l'état initial, il faut vérifier  $\mathcal{F} > 2/3$  [83], soit au moins  $r > 0.35$  pour une téléportation idéale.

### 10.1.3 Quantification de l'intrication

Les critères de Duan-Simon et de Reid-EPR et la fidélité d'une téléportation idéale permettent de caractériser la non-séparabilité de l'état. Toutes ces quantités, et dans une certaine mesure les corrélations  $\langle X_A X_B \rangle$  et  $\langle P_A P_B \rangle$ , peuvent ensuite être utilisées pour apprécier et comparer la qualité de l'intrication quantique, en indiquant des corrélations plus ou moins fortes. Cependant, pour constituer une mesure correcte de l'intrication, une grandeur physique doit vérifier certains critères précis, présentés par exemple dans [141]. Malheureusement, les critères de Duan-Simon et de Reid-EPR ne vérifient pas ces conditions. Ils ne sont donc pas à proprement parler des mesures complètes de l'intrication.

Pour formuler une mesure quantifiant l'intrication, il faut distinguer deux cas, suivant que l'état est pur ou non. Dans le cas d'un état pur, on définit l'*entropie de Von Neumann*  $E_{\text{VN}} = -\text{Tr}(\rho_A \log \rho_A)$ , où  $\rho_A = \text{Tr}_B(\rho_{AB})$  est la matrice densité réduite vue par  $A$ . Cette quantité est alors la seule mesure propre de l'intrication [141, 1, 3]. Par contre, dans le cas d'un mélange statistique d'états, il n'existe pas de définition unique d'une mesure correcte de l'intrication, ce qui a donné lieu à l'introduction de diverses définitions (voir par exemple les références citées dans [141]). En particulier, nous retiendrons l'*entropie de formation*  $E_{\text{F}}$  [137], qui représente le nombre de paires de qubits intriquées pures nécessaires pour préparer les corrélations observées. Giedke et ses collaborateurs [142] ont calculé explicitement cette entropie pour le cas d'états gaussiens symétriques, de matrice de covariance s'exprimant par :

$$\gamma = \begin{pmatrix} V & 0 & K_x & 0 \\ 0 & V & 0 & -K_p \\ K_x & 0 & V & 0 \\ 0 & -K_p & 0 & V \end{pmatrix} \quad (10.12)$$

L'entropie de formation de l'état décrit par  $\gamma$  vaut alors [142] :

$$E_{\text{F}} = f \left( \sqrt{(V - K_x)(V - K_p)} \right) \quad (10.13)$$

avec  $f(x) = c_+(x) \log c_+(x) - c_-(x) \log c_-(x)$  et  $c_{\pm}(x) = [x^{-1/2} \pm x^{1/2}]^2/4$ . Pour un état EPR symétrique, cette entropie est directement reliée au paramètre de Duan-Simon défini par l'équation (10.8) [201] :

$$E_{\text{F}} = f \left( \frac{\mathcal{I}_{\text{DS}}}{2N_0} \right) \quad (10.14)$$

Pour conclure cette section, nous pouvons calculer l'entropie de Von Neumann dans le cas d'un vide comprimé à deux modes pur, défini à la section 10.1.1. D'après la formule (10.15) la matrice densité réduite  $\rho_A$  vue depuis le mode  $A$  s'écrit :

$$\rho_A = \text{Tr}_B(\rho_{AB}) = (1 - \lambda^2) \sum_{n=0}^{\infty} \lambda^{2n} |n\rangle\langle n|_A \quad (10.15)$$

Ce qui permet de calculer explicitement l'entropie de Von Neumann :

$$\begin{aligned} E_{\text{VN}} = -\text{Tr}(\rho_A \log \rho_A) &= \frac{\lambda^2}{1 - \lambda^2} \log \lambda^2 + \log(1 - \lambda^2) \\ &= \cosh^2 r \log \cosh^2 r - \sinh^2 r \log \sinh^2 r \end{aligned} \quad (10.16)$$

où on a posé  $\lambda = \tanh r$  avec  $r$  le paramètre de compression<sup>2</sup>. On peut de plus remarquer que l'entropie de Von Neumann et l'entropie de formation fournissent le même résultat dans le cas d'un état pur.

Munis de ce formalisme technique pour l'exploitation de l'intrication avec des variables continues, nous pouvons désormais aborder le dispositif expérimental d'amplification classique non dégénérée qui permet la génération d'états intriqués en quadratures, caractérisés à la section 10.3.

## 10.2 Amplification paramétrique classique en configuration non-dégénérée

### 10.2.1 Mise en œuvre expérimentale

Grâce aux fortes puissances crêtes des impulsions femtosecondes et aux nonlinéarités élevées de nos cristaux de  $\text{KNbO}_3$ , l'amplification paramétrique non-dégénérée en simple passage peut être utilisée en régime impulsionnel pour produire des états d'intrication élevée en quadratures. Avant d'aborder le domaine des corrélations quantiques, nous considérons l'amplification non-dégénérée classique d'un faisceau sonde à la longueur d'onde du fondamental. D'après les formules (10.1), le gain attendu classiquement est  $G = \cosh^2 r$  et est indépendant de la phase relative entre la pompe et la sonde. Pour lever la dégénérescence, nous nous plaçons dans une configuration non-colinéaire : pompe et sonde suivent des directions de propagation décalées angulairement au niveau du cristal (voir la figure 10.2). Les modes "signal" et "complémentaire" (*idler*) générés par le système sont alors symétriques par rapport à l'axe de la pompe. De plus, l'accord de phase est pris de type I dégénéré spectralement (signal et complémentaire ont la même polarisation et la même fréquence optique).

Le premier point est de vérifier que l'accord de phase peut effectivement être obtenu dans cette configuration pour nos cristaux niobate de potassium, taillés suivant l'axe  $a$  et refroidis en température (les propriétés détaillées des cristaux sont présentées au chapitre 7). L'épaisseur du cristal étant très faible par rapport à la distance de Rayleigh des faisceaux focalisés (100  $\mu\text{m}$  à comparer à environ 1 mm), il n'y aura pas de problème de recouvrement spatial entre les faisceaux

<sup>2</sup>Le choix de la base des logarithme est laissée à l'appréciation de l'utilisateur. Par analogie avec les variables discrètes, la base 2 est souvent choisie, auquel cas l'entropie de Von Neumann s'exprime en "ebits", de telle sorte que l'état  $1/\sqrt{2}(|01\rangle + |10\rangle)$  présente une intrication de 1 ebit. Pour des variables continues, il est plus cohérent d'utiliser la base naturelle des logarithmes népériens, et dans ce cas  $E_{\text{VN}}$  s'exprime en "enats" [3] (1 enat =  $1/\ln 2$  ebit).

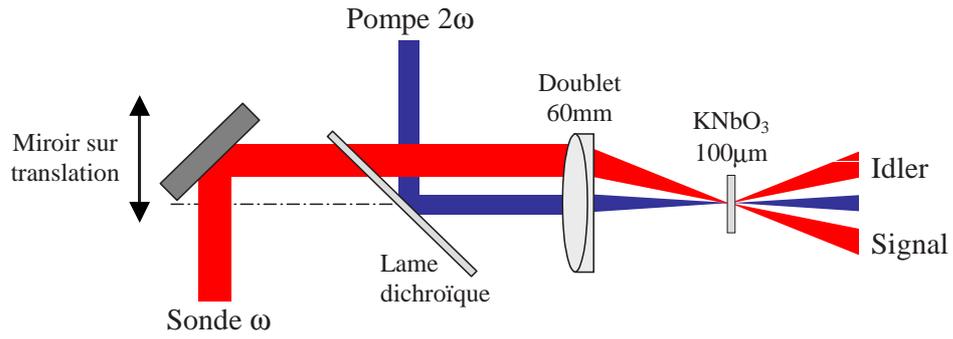


Figure 10.2: Schéma du montage d'amplification paramétrique en configuration non-colinéaire. Pour la disposition expérimentale produisant la plus forte amplification, les diamètres des faisceaux sonde et pompe en entrée de focalisation sont respectivement de 5.5 mm et 2.5 mm, et leur séparation est de l'ordre de 4 mm.

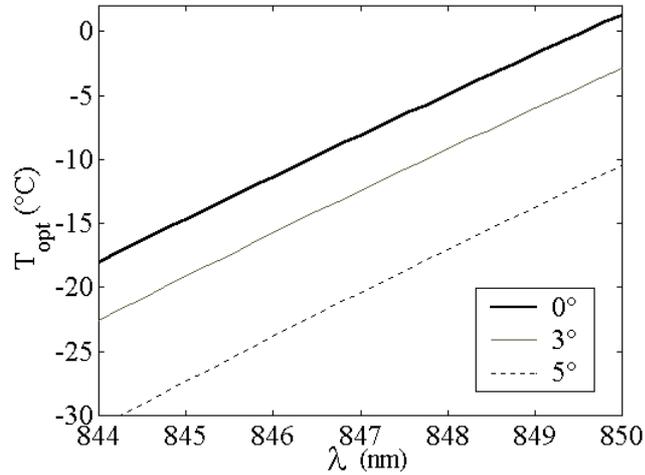


Figure 10.3: Température optimale d'accord de phase non-colinéaire dégénérée en fréquence, pour un cristal de  $\text{KNbO}_3$  taillé suivant l'axe  $a$ , en fonction de la longueur d'onde du fondamental et de l'angle de décalage horizontal pris en dehors du cristal entre les axes de la sonde  $\omega$  et de la pompe  $2\omega$ . La sonde polarisée  $s$  est décalée horizontalement dans le plan  $p$  (dans ce cas, la polarisation de la sonde correspond toujours à l'axe cristallographique  $b$ ). La propagation de la pompe est prise normale à la surface du cristal (cas de la figure 10.2).

dans la zone d'interaction. De plus, nous pourrions raisonnablement prendre l'approximation des ondes planes au niveau de la focalisation dans le cristal.

Pour un angle  $\theta$  entre la sonde et la pompe, la condition d'accord de phase (conservation des vecteurs d'ondes) s'écrit  $n_\omega(\theta, T) \cos \theta + n_\omega(-\theta, T) \cos \theta = 2n_{2\omega}(0, T)$  où nous avons pris l'incidence de la pompe normale à la surface du cristal. Compte tenu de la symétrie axiale de notre système (accord de phase colinéaire non-critique), cette condition se simplifie en  $n_\omega(\theta, T) \cos \theta = n_{2\omega}(0, T)$ . La sonde étant polarisée verticalement, il est intéressant de considérer un décalage angulaire  $\theta$  dans le plan horizontal. Dans ce cas, la polarisation de la sonde demeure toujours verticale et correspond quel que soit l'angle de décalage  $\theta$  à l'axe cristallographique

graphique  $b$  :  $n_\omega(\theta, T) = n_{b,\omega}(T)$ . Pour cette configuration, la condition d'accord de phase s'exprime simplement  $n_{b,\omega}(T) \cos \theta = n_{2\omega}(0, T)$ , ce qui permet de rechercher alors la meilleure température vérifiant cette condition compte tenu du décalage  $\theta$  au sein du cristal. Les résultats de nos calculs sont présentés sur la figure 10.3 en fonction du décalage angulaire et de la longueur d'onde du fondamental. Les expressions des indices proviennent de la référence [96]. Il apparaît que les effets d'un décalage de 3 à 5° peuvent facilement être compensés par un refroidissement supplémentaire du cristal de 5 à 10°C. Expérimentalement, nous travaillerons avec des faisceaux décalés d'environ 4° en dehors du cristal, ce qui se traduit du fait de la réfraction par  $\theta \approx 2^\circ$  à l'intérieur du cristal. Ce décalage angulaire est largement à l'intérieur de la plage de température accessible par nos systèmes de refroidissement, et l'accord de phase en configuration non-linéaire est donc possible.

Le décalage angulaire entre la sonde et la pompe est obtenu en translatant horizontalement un miroir du chemin sonde, ce qui permet une translation réglable de la sonde par rapport à la pompe, tout en conservant des directions de propagation identiques en amont de la focalisation. Le décalage transverse est ensuite transformé en un décalage angulaire par le doublet de focalisation (voir la figure 10.2).

### 10.2.2 Mesure du gain paramétrique classique

La puissance moyenne du faisceau sonde après interaction non-linéaire est directement mesurée par une photodiode. L'amplification paramétrique indépendante de la phase est atteinte lorsque le décalage angulaire est choisi de telle sorte qu'il n'y ait plus aucun recouvrement entre les vecteurs d'ondes de la pompe et de la sonde. Ceci impose une séparation nette entre les modes spatiaux des faisceaux en amont de la focalisation, comme l'indique la figure 10.2. En plus de ce critère, les dimensions des modes transverses des faisceaux ont été optimisées pour fournir le meilleur gain paramétrique. Empiriquement, on retrouve en régime non-colinéaire la configuration optimale obtenue pour l'amplification dégénérée : aucune modification du faisceau pompe et un grandissement d'environ 2 sur le faisceau sonde en amont de la focalisation (voir le montage total sur la figure 10.6). Le meilleur gain mesuré en configuration non-colinéaire est de  $G = 1.24$ , ce qui est cohérent avec nos précédents résultats sur l'amplification dégénérée ( $G = 1.24$  donne formellement  $r = 0.47$ , soit  $e^{-2r} = 0.39$  et  $e^{+2r} = 2.56$ ).

La figure 10.4 présente les mesures du gain paramétrique classique en fonction de la puissance de pompe, ainsi qu'une interpolation basée sur le modèle  $\text{gain} = \cosh^2(\alpha \sqrt{\mathcal{P}_{2\omega}})$  dans le cadre de l'hypothèse des ondes planes. Ici,  $\alpha$  est une constante dimensionnée proportionnelle au coefficient de non-linéarité effective et à la longueur du cristal tandis que  $\mathcal{P}_{2\omega}$  désigne la puissance moyenne de la pompe de second harmonique. Remarquons enfin que le gain mesuré est indépendant de la puissance sonde, comme il se doit pour une amplification paramétrique sans déplétion de la pompe.

## 10.3 Caractérisation expérimentale d'états impulsionnels intriqués

### 10.3.1 Dispositif de caractérisation de l'intrication

La technique la plus simple et la plus claire pour caractériser deux modes intriqués est d'effectuer des mesures homodynes simultanées de chaque mode. Les données peuvent ensuite être comparées et traitées pour extraire les différents coefficients de corrélations entre les quadratures. Ces corrélations permettent enfin de caractériser et de quantifier l'intrication quantique comme nous l'avons indiqué à la section 10.1. Cette expérience étant actuellement dans une phase

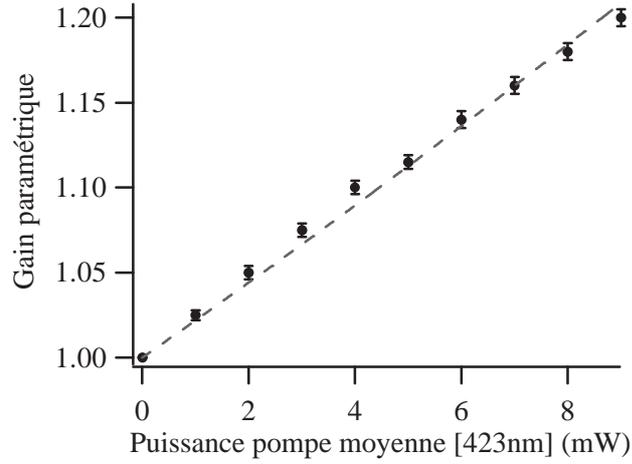


Figure 10.4: Gain paramétrique en configuration hors d'axe en fonction de la puissance de pompe moyenne. Les disques sont les résultats des mesures de la puissance moyenne de la sonde amplifiée, la courbe est une interpolation selon le modèle des ondes planes.

de démarrage, nous n'avons pas pu mettre en œuvre deux détecteurs homodynes synchronisés pour l'instant.

Pour caractériser l'intrication entre les quadratures des modes  $A$  et  $B$ , nous avons alors choisi de recombinaison ces modes sur une lame semiréfléchissante. Le principe de ce dispositif est schématisé sur la figure 10.5. De la même manière que la combinaison sur une lame de deux vides comprimés déphasés génère un état de type EPR, inversement, la combinaison de deux modes EPR intriqués sur une lame fournit deux vides comprimés déphasés. Pour formuler plus rigoureusement le résultat de notre dispositif de caractérisation, nous pouvons reprendre les expressions (10.1) pour donner les composantes de quadrature  $(X_{s,1}, P_{s,1})$  d'un mode émergent de la lame. Compte tenu du déphasage  $\theta$  imposé entre les faisceaux EPR, le mode recombinaison vaut :

$$\begin{aligned}
X_{s,1} &= \frac{1}{\sqrt{2}} (X_A + \cos \theta X_B + \sin \theta P_B) & (10.17a) \\
&= \frac{1}{\sqrt{2}} ([\cosh r + \cos \theta \sinh r] X_{A,in} + [\sinh r + \cos \theta \cosh r] X_{B,in} \\
&\quad - \sin \theta \sinh r P_{A,in} + \sin \theta \cosh r P_{B,in})
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
P_{s,1} &= \frac{1}{\sqrt{2}} (P_A - \sin \theta X_B + \cos \theta P_B) & (10.17b) \\
&= \frac{1}{\sqrt{2}} ([\cosh r - \cos \theta \sinh r] P_{A,in} + [-\sinh r + \cos \theta \cosh r] P_{B,in} \\
&\quad - \sin \theta \sinh r X_{A,in} - \sin \theta \cosh r X_{B,in})
\end{aligned}$$

Il est alors facile de constater que le faisceau  $(X_{s,1}, P_{s,1})$  est comprimé suivant la quadrature  $\sin(\frac{\theta}{2}) X_{s,1} + \cos(\frac{\theta}{2}) P_{s,1}$  et anti-comprimé suivant la quadrature  $\cos(\frac{\theta}{2}) X_{s,1} - \sin(\frac{\theta}{2}) P_{s,1}$ . Vu dans l'espace des phases, le déphasage  $\theta$  lors de la recombinaison fait tourner l'axe de l'ellipse d'un angle  $\theta/2$ , mais sans en modifier l'ellipticité traduisant la compression des fluctuations.

En particulier, lorsque les modes EPR sont en phase lors de la recombinaison ( $\theta = 0$ ), les

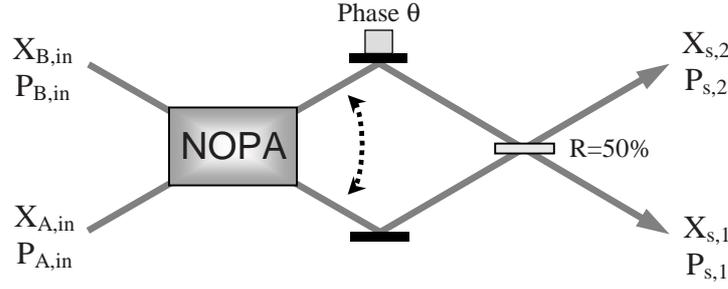


Figure 10.5: Principe du dispositif de caractérisation de l'intrication en recombinaison des faisceaux EPR.

quadratures  $(X_{s,1}, P_{s,1})$  s'expriment par :

$$X_{s,1} = \frac{1}{\sqrt{2}} (X_A + X_B) = \frac{e^r}{\sqrt{2}} (X_{A,in} + X_{B,in}) \quad (10.18a)$$

$$P_{s,1} = \frac{1}{\sqrt{2}} (P_A + P_B) = \frac{e^{-r}}{\sqrt{2}} (P_{A,in} + P_{B,in}) \quad (10.18b)$$

L'état en sortie de la lame est alors un état vide comprimé suivant la quadrature  $P_{s,1}$ , dont les variances des quadratures valent  $\langle X_{s,1}^2 \rangle = e^{2r} N_0$  et  $\langle P_{s,1}^2 \rangle = e^{-2r} N_0$ . Ainsi, la présence de réduction des fluctuations sur le mode recombiné témoigne des corrélations quantiques entre les modes incidents. On peut de plus remarquer que la mesure pour  $\theta = 0$  fournit directement la quantité  $\Delta^2(P_A + P_B)$  nécessaire au critère de non-séparabilité de Duan-Simon (10.8).

Ces expressions peuvent être reprises pour la configuration  $\theta = \pi$ , auquel cas le vide est comprimé suivant la quadrature  $X_{s,1}$  :

$$X_{s,1} = \frac{1}{\sqrt{2}} (X_A - X_B) = \frac{e^{-r}}{\sqrt{2}} (X_{A,in} - X_{B,in}) \quad (10.19a)$$

$$P_{s,1} = \frac{1}{\sqrt{2}} (P_A - P_B) = \frac{e^r}{\sqrt{2}} (P_{A,in} - P_{B,in}) \quad (10.19b)$$

En mesurant la quadrature  $X_{s,1}$  pour  $\theta = \pi$ , on peut alors accéder avec le même dispositif au deuxième terme  $\Delta^2(X_A - X_B)$  du critère de Duan-Simon. Ainsi, en recombinaison des deux faisceaux intriqués sur une lame semi-réfléchissante et en contrôlant leur phase relative  $\theta$ , on peut accéder à tous les paramètres nécessaires pour exprimer la quantité de Duan-Simon  $\mathcal{I}_{DS}$ , ce qui suffit à caractériser l'intrication quantique. Outre le fait de ne nécessiter qu'une seule détection homodyne, le montage de la figure 10.5 présente également l'avantage de mesurer *directement* les différents termes du paramètre  $\mathcal{I}_{DS}$ . Ceci permet alors de caractériser la non-séparabilité de l'état, mais aussi de quantifier l'intrication par l'entropie de formation et la formule (10.14).

Enfin, une dernière configuration particulière s'obtient lorsque  $\theta = \pi/2$ , auquel cas le mode recombiné devient :

$$X_{s,1} = \frac{1}{\sqrt{2}} (\cosh r X_{A,in} + \sinh r X_{B,in} - \sinh r P_{A,in} + \cosh r P_{B,in}) \quad (10.20)$$

$$P_{s,1} = \frac{1}{\sqrt{2}} (\cosh r P_{A,in} - \sinh r P_{B,in} - \sinh r X_{A,in} + \cosh r X_{B,in})$$

Ces équations sont bien caractéristiques d'un état comprimé suivant la quadrature  $(X_{s,1} + P_{s,1})/\sqrt{2}$ .



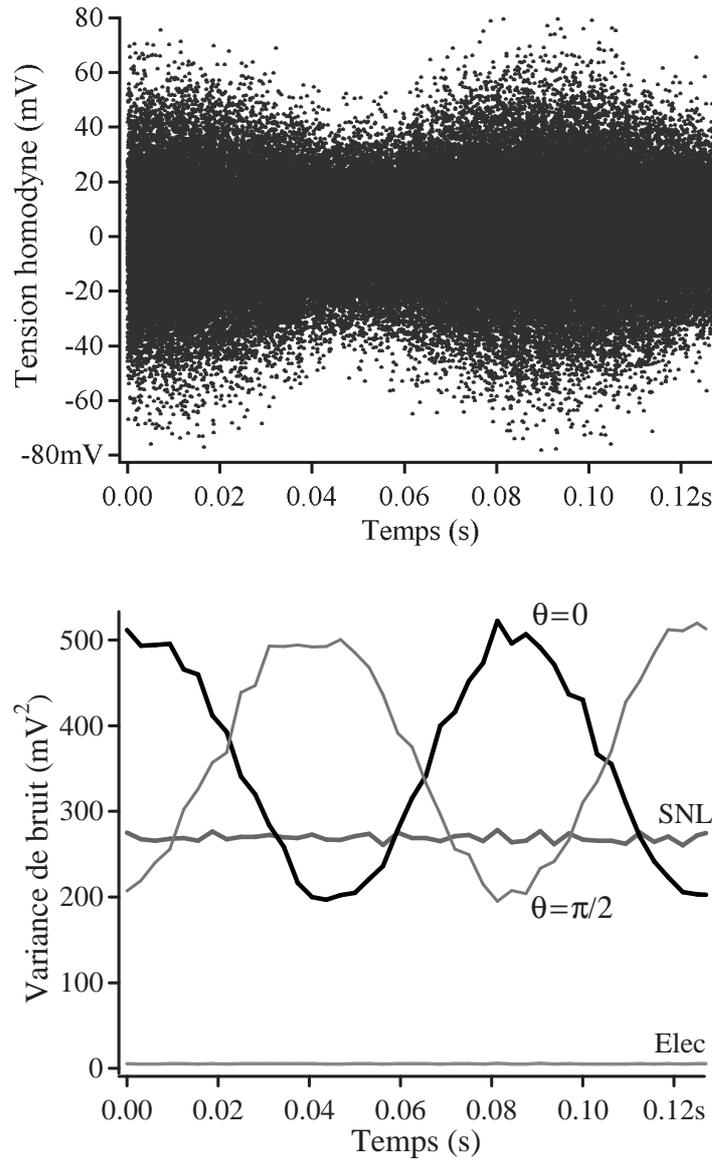


Figure 10.7: (a) Mesures homodynes du faisceau issu de la recombinaison en phase des états EPR ( $\theta = 0$ ), alors que la phase de l'oscillateur local est balayée linéairement. (b) Variance correspondante tracée sur une échelle linéaire et calculée d'après des blocs de 2500 points expérimentaux de la figure (a), pour des phases de recombinaison  $\theta = 0$  et  $\theta = \pi$ . La variance minimale du bruit mesuré est de  $0.70 N_0$ , la variance maximale vaut  $1.96 N_0$ .

(la durée d'un tel balayage est de 250 ms, ce qui correspond à la mesure de 195 000 impulsions).

### 10.3.3 Mesures homodynes impulsionnelles

La figure 10.7 présente les résultats des mesures homodynes impulsionnelles, tandis que la phase de l'oscillateur local est balayée linéairement. Les données affichées sur la figure 10.7(a) sont directement issues du signal en sortie de la détection homodyne, lorsque les faisceaux sont

recombinés en phase ( $\theta = 0$ ). Ces données correspondent à la mesure pour chaque impulsion incidente de la quadrature signal en phase avec l'oscillateur local. La figure 10.7(b) présente les variances des quadratures mesurées, calculées pour des blocs de 2500 impulsions, et correspondant aux phases de recombinaison  $\theta = 0$  et  $\theta = \pi$ .

Comme attendu pour les faisceaux comprimés produits lors de la recombinaison des états EPR, nous observons effectivement des oscillations périodiques de la variance de bruit. Pour une certaine phase de l'oscillateur local, cette variance mesurée passe sous le niveau de bruit quantique standard (SNL), ce qui est la signature d'un état comprimé. La meilleure réduction des fluctuations quantiques obtenue est de  $0.70 N_0$  (-1.55 dB), à quoi correspond une variance de la quadrature amplifiée de  $1.96 N_0$  (+2.92 dB).

Cette expérience a été répétée à de nombreuses reprises pour différentes phases  $\theta$  de recombinaison des faisceaux EPR. Ceci nous a permis de vérifier la symétrie des états comprimés produits : la réduction de bruit traduisant les corrélations quantiques entre les quadratures est identique pour  $\theta = 0$ ,  $\theta = \pi$  et diverses autres phases (compte tenu d'incertitudes statistiques raisonnables inférieures à  $0.01 N_0$ ). En conséquence, nous pouvons admettre que les corrélations entre les quadratures des états EPR sont identiques :  $\Delta^2(X_A - X_B) = \Delta^2(P_A + P_B)$ .

### 10.3.4 Caractérisation et quantification de l'intrication

Pour caractériser et quantifier l'intrication produite par notre expérience, il est alors logique de corriger l'effet des pertes introduites par la détection homodyne d'après les formules (8.21). Nous pouvons ainsi déduire la réduction des fluctuations quantiques et donc les corrélations EPR en amont de la détection. Comme pour les expériences de génération de vide comprimé ou d'état non-gaussien, nous évaluons l'efficacité globale de la détection homodyne par  $\eta_{hom} = \eta_{opt} \eta_{phot} \eta_{mod}^2 = 68\%$  avec la transmission optique  $\eta_{opt} = 93\%$ , l'efficacité quantique des photodiodes  $\eta_{phot} = 94.5\%$  et l'adaptation des modes  $\eta_{mod} = 88\%$  (toutes ces quantités sont mesurées indépendamment, l'adaptation des modes est obtenue à partir des franges d'interférences avec un faisceau sonde d'alignement).

Compte tenu de cette évaluation de l'efficacité homodyne  $\eta_{hom}$ , les mesures corrigées fournissent une réduction des fluctuations quantiques de  $\Delta^2(X_A - X_B)/2 = \Delta^2(P_A + P_B)/2 = 0.56 N_0$  (-2.52 dB). Cette valeur peut être directement utilisée pour évaluer le paramètre de Duan-Simon (10.8) :  $\mathcal{I}_{DS} = \frac{1}{2} [\Delta^2(X_A - X_B) + \Delta^2(P_A + P_B)] = 1.12 N_0$ . Cette quantité est clairement sous le seuil de séparabilité ( $< 2 N_0$ ), ce qui atteste de l'intrication quantique produite. Ces données permettent également de calculer directement la fidélité  $\mathcal{F} = 0.64$  d'une expérience de téléportation idéale suivant l'équation (10.10). Pour ces états gaussiens, l'intrication peut ensuite être quantifiée grâce à l'entropie de formation donnée par l'équation (10.14), ce qui fournit pour notre expérience une intrication de  $E_F = 0.44$  ebit .

Le critère de Reid-EPR, donné par l'équation (10.9), est quant à lui plus délicat à évaluer, car il ne peut pas s'exprimer simplement par nos mesures du faisceau en sortie de l'interféromètre de recombinaison. Pour estimer ce paramètre sans ambiguïté, il nous faudrait utiliser deux détections homodynes pour caractériser simultanément chaque faisceau EPR.

### 10.3.5 Caractérisation de la matrice de covariance

Théoriquement, un état gaussien général est entièrement caractérisé par les valeurs moyennes de ses composantes de quadratures et par sa matrice de covariance  $\gamma$ , qui contient les moments d'ordre deux des quadratures. Pour un état général à deux modes, la matrice de covariance contient 16 termes. Cependant, dans notre cas, les états EPR générés par l'amplificateur

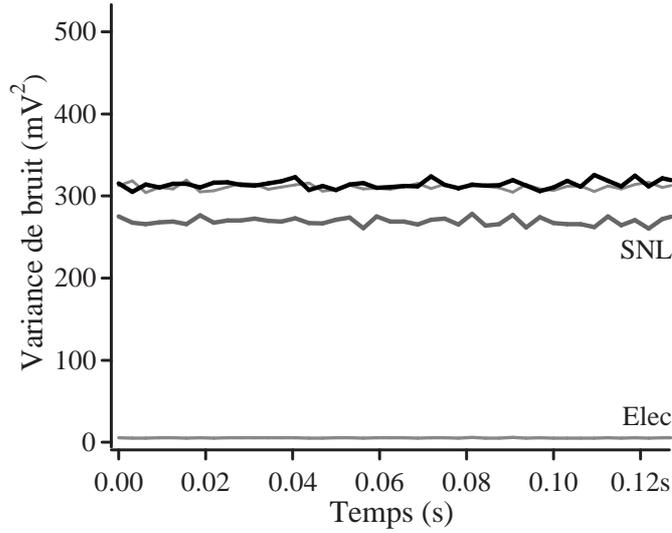


Figure 10.8: Variance du bruit de quadrature d'un faisceau intriqué (courbe sombre), mesurée en aval de la lame de recombinaison avec la détection homodyne impulsionnelle, alors que la phase de l'oscillateur local est balayée linéairement et que l'autre faisceau intriqué est bloqué en amont de la lame 50 – 50. La seconde courbe en gris clair au-dessus du SNL correspond au cas inverse où le premier faisceau EPR est bloqué, et le second est caractérisé par la détection homodyne.

paramétrique sont produits et manipulés de manière symétrique. Ce point a été expressément vérifié sur notre expérience, comme nous le discutons dans la section précédente. En conséquence, la matrice de covariance de nos états EPR peut se réduire à la forme donnée par l'équation (10.12), avec  $V N_0 = \Delta^2 X_A = \Delta^2 P_A = \Delta^2 X_B = \Delta^2 P_B$  et  $K_x N_0 = K_p N_0 = \frac{1}{2} \langle X_A X_B + X_B X_A \rangle = -\frac{1}{2} \langle P_A P_B + P_B P_A \rangle$ . Ceci signifie que pour la définition des quadratures suivant les axes les plus intriqués, il n'y a pas de corrélations entre les quadratures. Précisons également que pour des états gaussiens, il existe toujours une procédure théorique pour réduire la matrice de covariance suivant la forme (10.12) en utilisant des opérations unitaires locales [134].

En bloquant un des faisceaux intriqués en amont de la séparatrice 50 – 50, nous pouvons accéder aux termes diagonaux de la matrice de covariance (compte tenu de la transmission de 50% de la lame et de l'efficacité  $\eta_{hom}$  de la détection homodyne). Les résultats de nos mesures impulsionnelles de bruit sont tracés sur la figure 10.8, lorsque la phase de l'oscillateur local est balayée linéairement. Pour chacun des faisceaux intriqués, nous avons mesuré une variance de  $1.17 \pm 0.01 N_0$ . En corrigeant l'effets des pertes homodynes  $\eta_{hom} = 68\%$  et de la transmission de la lame de recombinaison, nous pouvons alors obtenir  $V N_0 = \Delta^2 X_A = \Delta^2 P_A = \Delta^2 X_B = \Delta^2 P_B = 1.50 N_0$ .

Les termes non-diagonaux de la matrice de covariance  $\gamma$  (10.12) s'obtiennent en constatant que grâce à nos mesures de réduction de bruit nous pouvons obtenir :

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \Delta^2 (X_A - X_B) &= \frac{1}{2} (\Delta^2 X_A + \Delta^2 X_B - \langle X_A X_B + X_B X_A \rangle) \\ &= (V - K_x) N_0 \end{aligned} \quad (10.21)$$

Avec  $V = 1.50$  et  $\Delta^2 (X_A - X_B)/2 = 0.56 N_0$ , nous obtenons directement  $K_x = K_p = 0.94$ . Ainsi

la matrice de covariance reconstruite pour les états EPR s'exprime par :

$$\gamma = \begin{pmatrix} 1.50 & (0) & 0.94 & (0) \\ (0) & 1.50 & (0) & -0.94 \\ 0.94 & (0) & 1.50 & (0) \\ (0) & -0.94 & (0) & 1.50 \end{pmatrix} \quad (10.22)$$

Les valeurs qui ont été fixées à zéro suite à des considérations de symétrie sont indiquées par des parenthèses. Une procédure similaire d'expression de la matrice de covariance d'états intriqués a déjà été mise en œuvre par Bowen et ses collaborateurs [152], mais dans le cas de faisceaux continus mesurés aux fréquences de 3.5 ou 6.5 MHz à l'aide d'un analyseur de spectre. Le schéma proposé ici possède cependant la particularité de fonctionner entièrement en régime impulsionnel.

## 10.4 Conclusion

Grâce aux possibilités d'interactions non-linéaires des impulsions ultrabrèves dans des cristaux minces de  $\text{KNbO}_3$ , des états intriqués en quadratures ont été simplement et efficacement générés lors d'un simple passage d'une impulsion dans un cristal en configuration d'amplification non-dégénérée. Nous avons ainsi pu mettre en évidence des corrélations entre les quadratures de  $\Delta^2(X_A - X_B)/2 = 0.56 N_0$  (-2.5 dB) [157]. En recombinaison des deux faisceaux intriqués sur une lame semiréfléchissante, il est possible d'évaluer directement la non-séparabilité de l'état grâce au critère de Duan-Simon, ce qui fournit  $\mathcal{I}_{\text{DS}} = 1.12 N_0$  ( $< 2 N_0$ ). Enfin, le même dispositif de caractérisation peut également quantifier directement l'intrication par l'entropie de formation. Expérimentalement, une quantité de  $E_F = 0.44$  ebit est disponible physiquement pour chaque paire d'impulsions intriquées.

Une particularité de notre dispositif est d'être entièrement impulsionnel, de la production des états intriqués à la détection homodyne. Auparavant, seul le groupe de Gerd Leuchs à l'université d'Erlangen avait mis en œuvre des états EPR impulsionnels [148, 199], mais le système de détection était basé sur un analyseur de spectre, donc non résolu en temps. Notre dispositif fournit quant à lui tous les éléments de base pour des applications futures de traitement de l'information quantique portée par des états EPR. En particulier, l'analyse des transferts d'informations au sens de Shannon est alors très simple, et permet des applications immédiates pour la cryptographie quantique avec des états EPR [73].

Outre ses possibilités pour l'information quantique, l'intrication de variables continues est également un domaine prometteur pour les tests des inégalités de Bell. En particulier, nous étudions en détails une proposition récente de Jaromir Fiurášek, Raoul Garcia-Patron Sanchez et Nicolas Cerf pour un dispositif expérimental faisable permettant un test *inconditionnel* des inégalités de Bell [188]. Ce système est basé sur une source d'états EPR impulsionnels décrits ici, sur des opérations de conditionnement présentées au chapitre 9 et sur des détections homodynes résolues en temps. Les différentes possibilités des variables continues pour la validation de la physique quantique feront l'objet du chapitre suivant.